



超伝導量子干渉計のオンチップ・アレイ化による 高感度磁束計の製作

中山 明芳*

阿部 晋**

穴田 哲夫***

Fabrication of High-sensitivity Magnetometer by On-chip Arraying of Superconducting Quantum Interference Devices

Akiyoshi NAKAYAMA*

Susumu ABE**

Tetsuo ANADA***

1. 緒言

超伝導は1911年カマリン オネスにより、約4.2K以下で水銀の抵抗値が測定できないほど小さくなるというかたちではじめて発見されている。この超伝導の 特徴的な性質としては

- (i) 超伝導体内の磁束密度が零(反磁場の効果で磁束線が超伝導体の外へ押し出される)
- (ii) 直流抵抗の消滅
- (iii) 超伝導体でつながれた接合間の干渉効果(超伝導量子干渉計(Superconducting Quantum Interference Devices)というかたちで利用)
- (iv) オーダパラメータにより表される超伝導状態
- (v) 超伝導サンドイッチ構造での超伝導電子(クーパー対)のトンネル効果がある。

性質(v)について、イギリスのケンブリッジ大学のジョセフソン氏は2枚の超伝導体で薄い酸化膜を挟んだサンドイッチ構造で電流が流れても電位差が生じないことを1962年理論的に予想し、この現象は翌年実験的に観測されている。以来この構造はジョセフソン接合と呼ばれる。

ジョセフソン接合は基本的に二端子の素子である。超

伝導デバイス及び超伝導集積回路は、超伝導体/バリア/超伝導体の構造である、この2端子のジョセフソン接合を中心的な構成素子として使い、回路的に工夫することでこれまで種々の超伝導回路が製作されている。しかしながら、超伝導をより素子数が少なく論理回路等に応用するには、超伝導を使った三端子の構造の素子も望まれている。

超伝導体自体や超伝導デバイスの数値解析については、超伝導体中のオーダパラメータ Ψ の振る舞いをギンツブルグ-ランダウ方程式により解析するのがほとんどであった。しかし、この方法ではジョセフソン接合のトンネルバリアでの電子のトンネル効果をうまく取り込むことができない等の問題点がある。ジョセフソン接合の中で、特にトンネル型ジョセフソン接合自体の解析は、量子力学の中の場の量子論的手法が要求され、これまであまりおこなわれてこなかった。本報告では、場の量子論の方法により超伝導接合およびより複雑な構造の超伝導構造の解析をし、数値解析もおこなった。ジョセフソン接合の解析のための基本的な数値計算方法の開発と、基礎構造でのその数値計算結果の解析と他の現象論との比較をまずおこなった。

また、ニオブを使った超伝導薄膜堆積、アルミニウムの堆積とその自然酸化プロセスの最適化、及びフォトグラフィーと陽極酸化方法を使った接合部決定プロセスの改善により、実際に超伝導二端子および超伝導干渉計構造を製作し、その基本特性を測定する予定である。特にその中でも外部から加える磁界に対する超伝導接合の電

*教授 電子情報フロンティア学科

Professor, Electronics and Informatics Frontiers

**准教授 電子情報フロンティア学科

Associate Professor, Electronics and Informatics Frontiers

***教授 電子情報フロンティア学科

Professor, Electronics and Informatics Frontiers

流電圧特性と超伝導電流の特性を測定する新しい測定手法を開発してきた。ここでは、神奈川大学工学研究所共同研究の平成21年度の途中経過として、研究成果を以下報告する。

本共同研究の目的を述べる。

- (1) 超伝導接合理解のため超伝導構造解析の理論を、基本的な数値計算のおこなえるように整備する。
- (2) 基本的な超伝導体/バリア/超伝導体、さらに複雑なバリア領域をもつ超伝導構造に対して数値計算のおこなえるモデルを求め、特性計算する。
- (3) 実際に、シングルバリア超伝導接合を製作し、その基本特性を測定する。このとき種々の接合形状の素子を製作し、その2次元磁界特性を測定比較する。
- (4) 実際に、製作したシングルバリア超伝導接合の磁界変調の基本特性を測定する。また、磁界センサーとして使用して、超伝導ニオブウム薄膜近傍の磁界を測定する。
- (5) シングルバリア超伝導接合を組み合わせた干渉計の構造を製作し、その基本特性を測定する。

2. 超伝導接合構造の数値解析

超伝導のジョセフソン効果は超伝導エレクトロニクスと基礎物理で重要である。ジョセフソントネル接合では外部磁界により、ゲージ不変な位相差が変調する。

まず、磁界がない状態での超伝導接合特性を以下に調べよう。超伝導デバイスの解析は、超伝導体中のオーダパラメータ Ψ の振る舞いをギンツブルグ-ランダウ方程式により解析するのがほとんどであった。しかし、この方法では超伝導接合の特にバリア領域での電子のトンネル効果をうまく取り込むことができない等の問題点があり、超伝導接合の中で、特にトンネル型ジョセフソン接合自体の詳しい数値解析はあまりおこなわれてこなかった。我々は、場の量子論の方法によりトンネル接合の解析をおこない、数値解析する。実際に超伝導接合を製作して特性測定して得た実験結果と比較できる数値解析モデルを作る。

「非常に薄い絶縁膜を挟んで2つの超伝導体があるとき、2つの超伝導体の間に電流が流れていても、2つの超伝導体の間の電位差が0でありうるという現象」が、ジョセフソンにより理論的に予言され、翌年実験により確かめられ、ジョセフソン効果と呼ばれることになった。この現象は、言い換えると、一方の超伝導体から他方の超伝導体へ、電子のみならず、いわば、超伝導電子対(クーパー対)もトンネルするというわけである。「非常に薄い絶縁膜を挟んで2つの超伝導体のある構造」はジョセ

フソントネル接合と呼ばれる。

量子力学の教えによれば、通常の量子井戸には束縛状態が存在する。束縛状態の波動関数は、局在し、無限遠で零に収束するという性質をもつ関数である。超伝導接合では、ハトリポテンシャル $U(x)$ とペアポテンシャル $\Delta(x)$ の分布と比較するとわかるように、この超伝導接合ではペアポテンシャル $\Delta(x)$ が井戸構造をもつ。ゆえに超伝導接合にも束縛状態があり、接合を流れる電流と相関がある。超伝導接合ではいわゆるボゴリューボフ-デュジャンヌ方程式が基本方程式となる。この基本方程式に従う準粒子の運動を考慮し、超伝導接合の接合部から離れたと値が0に収束する束縛状態での波動関数の離散的なエネルギー準位と、そのときの具体的な2成分波動関数を数値解析で求めた。離散的なエネルギー準位は接合部の厚さ D に対して振動しながら減少していく。厚さ D が増えたと離散的なエネルギー準位は階段状に増加していく。2成分波動関数で最も値の大きくなる成分は、厚さ D が増加するとともに、上成分実部、上成分虚部、下成分実部、下成分虚部の順番で変わっていく。因子を適切に選ぶことにより、両成分とも実部は位置 x の偶関数、虚部は位置 x の奇関数となる。

サンドイッチ形の超伝導接合を電流が流れても、2つの超伝導電極間に電位差は生じない。このとき、2つの超伝導体間に電位差なしで、いくらでも大きな電流を流せるわけではなくて、流しうるある上限の値がある。2つの超伝導体を下部の超伝導体電極及び上部の超伝導体電極と呼ぶことにすると、この下部超伝導体電極から上部電極に向かって、接合を電位差なしで流れる電流 i は、2つの超伝導体電極間の「(ゲージ不変な) 位相差 γ 」の \sin に比例し、

$$i = \sin \gamma \quad (1)$$

の関係が成り立つ。基準となる下部の電極内の任意の点 a のオーダパラメータの位相を $\theta(a)$ 、この点 a から垂直に酸化膜バリアを横切って、もう一方の上部の電極内に入り点 b を考える。その点の位相を $\theta(b)$ としている。接合面を垂直に横切る経路に沿ったゲージによらない「ゲージ不変な位相差 γ 」は、

$$\gamma = \theta(b) - \theta(a) + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int A \cdot ds \quad (2)$$

である。ここでゲージ不変な位相差 γ の前半は、上部電極の点 b の位相 $\theta(b)$ と、基準となる下部電極の点 a のオーダパラメータの位相 $\theta(a)$ の差である。後半は点 a から垂直に酸化膜バリアを横切って、もう一方の電極の点 b ま

での経路に沿う電磁場のベクトルポテンシャル \mathbf{A} の線積分の項が入っている。さらに、上部電極の点 c と下部電極の点 d を4点 $abcd$ が長方形 $abcd$ になるように考えてみる。このとき、経路 dc に沿うゲージ不変な位相差 γ の、経路 ab に沿うゲージ不変な位相差 γ に対する差分 $\Delta\gamma$ は、長方形 $abcd$ に鎖交する磁束 $\Delta\Phi$ の $2\pi/\Phi_0$ 倍であることになる。数式で書くと

$$\Delta\gamma = \frac{2\pi}{\Phi_0} \Delta\Phi \quad (3)$$

である。特に、長方形 $abcd$ に鎖交する磁束が磁束量子 Φ_0 1個分であれば、位相の増分は 2π である。 $i = \sin\gamma$ により、接合全体について接合内の各点各点での電流値の和をとることにより、与えられた磁界における接合を流れる電流が得られる。特別な場合として、外部磁界がなければ、この位相差は、接合内で一定で、特に $\pi/2$ のとき、最大の電流 I_c が接合を流れ、 I_c はこの接合の最大臨界の超伝導電流値である。

3. 実験

3. 1 センサー作製用スパッタリング装置

センサー接合の製作のためには、スパッタリング装置を使う。装置は以下の構成である。

試料交換用ロードロック室

↓↑

真空トンネル⇄ニオブウム用スパッタリング室

↓↑

真空トンネル⇄ニッケル用スパッタリング室

↓↑

真空トンネル⇄鉛用蒸着堆積室

↓↑

真空トンネル⇄収束イオンビーム(FIB)装置

↓↑

真空トンネル⇄メタルマスク交換室

試料交換はロードロック室の内部空間のみの真空を破ることでおこなうことができる。排気はターボポンプ7台、ドライポンプ7台、イオンポンプ1台、チタンサブリメーションポンプ2台である。ドライポンプとターボポンプ下部を除いて装置全体はベークリングパネルに覆われて、150度までのベークリングが可能である。現在105度までしかベークリングできないスパッタリング用水晶振動

子を使用しているため、通常100度で数時間のベークリングをおこなっている。

3. 2 磁界特性測定装置

円形コイル[ヘルムホルツコイル]を3対使い、 x 、 y 、 z （東西南北および垂直上下）方向の外部平行磁界を生成する。パーソナルコンピュータにより GPIB 制御された直流電源によりコイルに電流を流すと、その電流に比例して磁界が生じる。これによりプログラムのファイルであらかじめ設定したアルゴリズムで、外部磁界を正確に生成することが可能となる。ニオブウム超伝導薄膜試料を x - y 平面、センサー接合を y - z 平面に平行に位置させた例を下図に示す。この相対位置の設定状況では、例えば H_z 磁界はニオブウム超伝導試料薄膜に垂直で、センサー接合の面に平行になる。

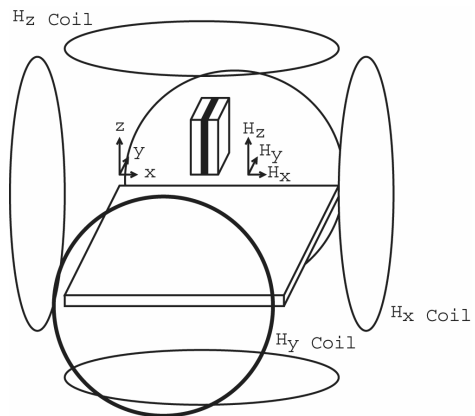


図1. 実験のセットアップ 素子に加える外部平行磁界は3対の円形コイル[ヘルムホルツコイル]で生成する。コイルは GPIB 制御された電源により電流が流され、その電流に比例して磁界が生じる。これにより設定した外部磁界を正確に生成することが可能となる。上図の例では、ニオブウム超伝導薄膜試料は x - y 平面、センサー接合の面は y - z 平面に平行に位置する。 H_z 磁界はニオブウム超伝導試料薄膜に垂直で、センサー接合の面に平行になる。磁束はニオブウム超伝導試料薄膜に侵入でき、センサー接合により検出可能である。

4. 測定結果

4.1 磁界特性の接合形状依存性

外部から磁界を加えることにより、サンドイッチ型超伝導接合を流れる超伝導電流は変調するこのサンドイッチ型超伝導接合の酸化膜バリア自体を横切る経路に沿ってのゲージ不変な位相差は、両方の超伝導電極の位相の差に、経路に沿っての電磁場のゲージポテンシャルの線積分の項を足したものである。その結果、前の式(3)よりゲージ不変な位相差はバリア内部の磁界の向きに垂直な方向に空間的に変調する。この変調周期は加える磁界の大きさに反比例する。このようなわけで、超伝導ジョセフソントンネル電流の変調特性から、トンネルバリアそのものの一様性等を診断することができる[1]。これまで $\text{quartic polynomial}$ 形 [2,3] や x 線解析のための $\text{normal-distribution-function}$ 形[4] の接合について調べられてきている。ただし、このような磁界特性は外部磁界を一次元方向に走査して調べられてきているのが現状である。これに対して我々は2方向、3方向に外部磁界を走査し、 $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 特性を調べようことを提案して、実際に数値解析と、さまざまな接合形状の素子製作、実験により測定に成功している。

2方向に外部磁界を走査したとき、接合に流れる超伝導電流が変調される様子を、長方形の接合を例に考えてみる。この超伝導接合が長方形の場合の $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 磁界特性の数値解析結果を下の図 2 の a) に示し、その a) の $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 磁界特性の各点 b), c), d), e), f) で、実際の接合内においてどのように電流が流れているかを、周りの同じ記号で対応する b), c), d), e), f) の長方形の図中に示す。長方形接合中の電流の分布はこれらの図からも解るように、外部磁界に垂直な向きに空間変調していると考えられる。例えば図 c) のように磁界が上向きであれば、接合中の電流は横方向に変調され、図 e) のように磁界が左向きであれば、接合中の電流はそれと垂直な上下方向に変調されるというわけである。長方形接合の全領域での和が接合自体の電流となるので、数値計算で求めた和が a) に示す磁界特性ということである。

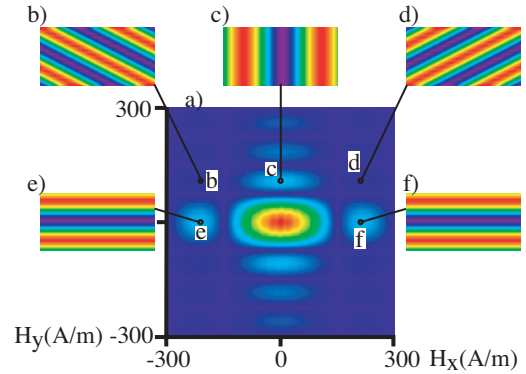


図 2. 長方形の接合の $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 磁界特性 a) $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 磁界特性の数値解析結果と b), c), d), e), f) は a) の磁界特性の各点での、長方形接合中の電流の分布を示す。赤い領域と紫の領域はそれぞれ、正および負の向きに電流が流れていることを示す。長方形接合前領域での和が接合の電流となる。電流分布は、外部磁界の方向と垂直に空間変調される。

以上はシミュレーションであるが、実際に素子を製作し、測定した[5-12]。図 3 は、長方形の接合の $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 磁界特性の測定結果である。数値解析した図 2 の結果との一致は良いといえる。実際に作製した接合では、レジストの角が丸くなり、接合自体も丸みを帯びていることにより、特性そのものもやや実験結果の方が丸みを帯びている。

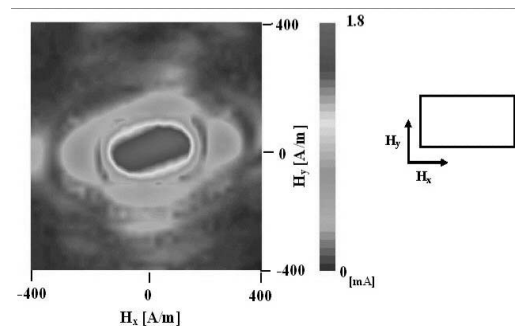


図 3. 長方形の接合の $I_c\text{-}\mathbf{H}$ (H_x, H_y) 磁界特性の測定結果 数値解析した図 2 の結果との一致は良いといえる。やや

実験結果の方が丸みを帯びているのは、実際に作製した接合の形のかどの丸みを帯びていることの反映であろう。

正六角形の形状の接合も製作した。図4に示すように、この正六角形の形状の接合の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の測定結果では、正六角形の対称性が観測された。すなわち、正六角形の角である0度、60度、120度、180度、240度、300度の向きに磁界を加えたときに、尾根の形状となる $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性が観測された。

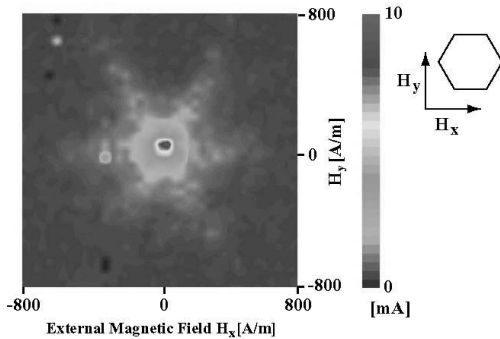


図4. 正六角形の形状の接合の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の測定結果

正三角形の形状の接合も製作した。図5に示すように、この正三角形の接合形状の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の測定結果でも、正六角形の対称性が観測された。すなわち、正三角形の角を通る0度、60度、120度、180度、240度、300度の向きに磁界を加えたときに、尾根の形状となる $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性が観測された。

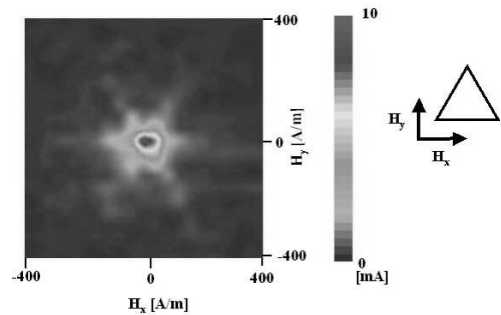


図5. 正三角形の形状の接合の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の測定結果

このような $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性を説明するには、いわゆる滑車モデルの発展形である、「円筒滑車モデル」が直感的な描像を得やすいと判断される。図6は円筒滑車モデルである。この図において、左のa)は正三角形の辺に垂直に磁界を加えた場合、右側のb)は正三角形の辺に平行に磁界を加えた場合である。

両者の対応関係を以下に示す。

超伝導接合の場合 ⇔ 円筒滑車の場合

最大超伝導電流値 ⇔ 最大引っ張り力(滑車はほぼ静止)

超伝導接合の形 ⇔ 円筒表面の重りの形

超伝導接合の位相 ⇔ 滑車軸からの角度

それぞれa) b)の滑車の右に示す数字は角度(位相)を表す。よって、円筒滑車自体のバランスはとれているとして、図a)のように、三角形の重りが円筒側面に張り付いていると考えてみるとよい。左の図a)で説明すると、正三角形のある辺に垂直に磁界を加えているので、その辺に垂直に接合各点の位相が変わる。左奥に示す縄が鉛直下向きに引っ張る力を徐々に大きくしていったときに、どの値までバランスをとれて滑車が定常回転しない状態であるかの類推が成り立つ。

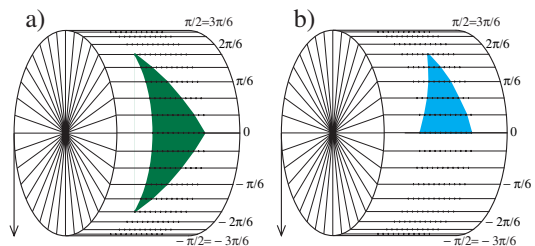


図6. 正三角形の形状の接合の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の円筒滑車モデル

超伝導量子干渉計の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の測定結果を図7に示す。図7の右上の差し込み図からもわかるように超伝導量子干渉計では、2つの超伝導接合の下と上の電極が超伝導電極で並列に接続されている。この座標設定では、大きな超伝導ループが H_x 方向の磁束を捕獲するので、 H_x 方向の感度が良くなる。

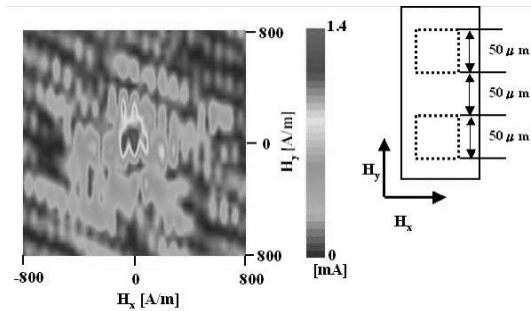


図7. 超伝導量子干渉計の $I_c\mathbf{H}(H_x, H_y)$ 磁界特性の測定結果

4. 2 磁界センサーとして接合自体を使っの超伝導薄膜の近傍磁界の測定

次に、まず、簡易に接合自体を磁界センサーとして、超伝導薄膜に近接して接合を置いた、図1の測定系でのセンサー接合の $I_c\mathbf{H}(H_y, H_z)$ 磁界特性の測定結果について述べる。測定系において、この接合形状依存性センサー接合の面は y - z 平面に平行に位置する。 H_z 磁界はニオブウム超伝導試料薄膜に垂直で、センサー接合の面に平行になる。

ニオブウム超伝導薄膜試料がない場合に、Nb/AlO_x/Nb 超伝導トンネル接合センサーを流れる超伝導電流 I_c の $I_c\mathbf{H}(H_y, H_z)$ 磁界特性を図8に示す。正方形の接合であるが、接合の角が丸まっている分、特性の方も丸まった阿蘇の外輪山のような依存性特性となっている。

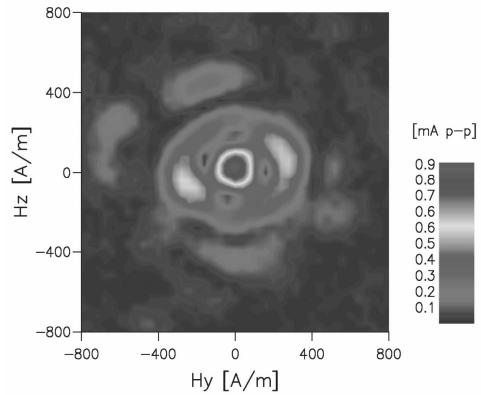


図8. ニオブウム超伝導薄膜試料がない場合に、Nb/AlO_x/Nb 超伝導トンネル接合センサーを流れる超伝導電流 I_c の $I_c\mathbf{H}(H_y, H_z)$ 磁界特性

ニオブウム超伝導薄膜試料がある場合に、Nb/AlO_x/Nb 超伝導トンネル接合センサーを流れる超伝導電流 I_c の $I_c\mathbf{H}(H_y, H_z)$ 磁界特性を図9に示す。ニオブウム超伝導薄膜試料のマイスナー効果で、磁束線を試料外部に追い出し、その分接合のある点での磁界が外部から加えたものに比べて小さくなっている。その結果、 $I_c\mathbf{H}(H_y, H_z)$ 磁界特性は、図8と比べて H_z 方向に延びた特性である。

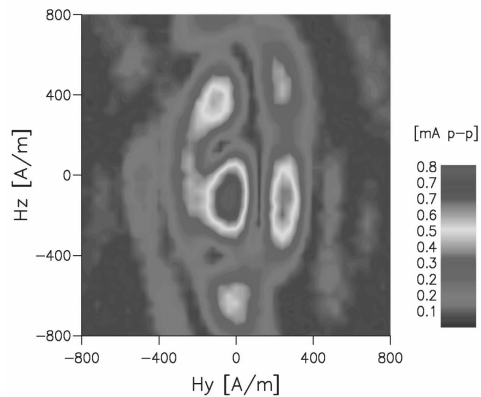


図9. ニオブウム超伝導薄膜試料がある場合に、Nb/AlO_x/Nb 超伝導トンネル接合センサーを流れる超伝導電流 I_c の $I_c\mathbf{H}(H_y, H_z)$ 磁界特性

同じくニオブウム超伝導薄膜試料がある場合に、 H_z を三角形の形で 0 から最高値 H_{zmax} まで増加し、再び 0 に戻したあとに調べた、Nb/AlO_x/Nb 超伝導トンネル接合センサーを流れる超伝導電流 I_c の $I_c\text{-}H(H_y, H_z)$ 磁界特性を図 10 に示した。左上の図では $H_{zmax}=2000[\text{A/m}]$ 、右上の図では $H_{zmax}=3000[\text{A/m}]$ 、左下の図では $H_{zmax}=4000[\text{A/m}]$ 、右下の図では $H_{zmax}=5000[\text{A/m}]$ である。図 9 と比べて全体に特性は H_z 負方向にシフトしている。その H_z 方向のシフト量は最高値 H_{zmax} が (2000)-(3000)-(4000)-(5000A/m) に対応して、それぞれ (0)-(-60)-(-400)-(-800A/m) であった。

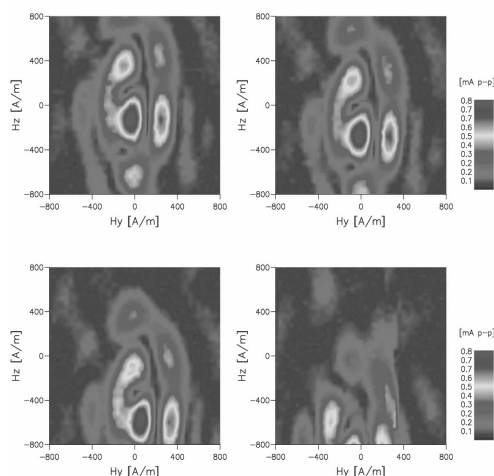


図 10. ニオブウム超伝導薄膜試料がある場合に、Nb/AlO_x/Nb 超伝導トンネル接合センサーを流れる超伝導電流 I_c の $I_c\text{-}H(H_y, H_z)$ 磁界特性 [H_z を三角形の形で 0 から最高値 H_{zmax} まで増加し、再び 0 に戻したあとの $I_c\text{-}H(H_y, H_z)$ 磁界特性] 左上の図では $H_{zmax}=2000[\text{A/m}]$ 、右上の図では $H_{zmax}=3000[\text{A/m}]$ 、左下の図では $H_{zmax}=4000[\text{A/m}]$ 、右下の図では $H_{zmax}=5000[\text{A/m}]$ である。その H_z 方向のシフト量は最高値 H_{zmax} が (2000)-(3000)-(4000)-(5000A/m) に対応して、それぞれ (0)-(-60)-(-400)-(-800A/m) である。

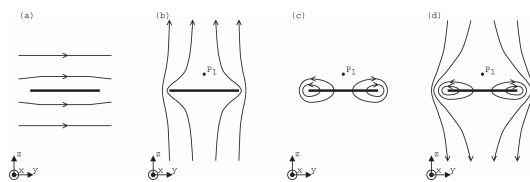


図 11. 磁界のモデル (a) 完全反磁性(マイスナー)効果: [図で太い黒線で断面を表した]ニオブウム超伝導薄膜試料に外部磁界が平行な場合 (b) 完全反磁性(マイスナー)効果: 超伝導試料に外部磁界が垂直な場合 (c) ニオブウム超伝導薄膜試料に捕獲された磁束 (d) ニオブウム超伝導薄膜試料に捕獲された磁束による磁界と、外部から加えた磁界のセンサー位置での和が零となる。

これまでの磁界特性を説明するための磁界のモデルを考えてみよう。ニオブウム薄膜試料は、測定している液体ヘリウム温度 4.2K では超伝導状態を示している。超伝導状態では、完全反磁性(マイスナー)効果を試料は示し、ニオブウム薄膜試料に対して平行な H_y 磁界方向については、薄膜試料から磁束線は排除されるにも関わらず、図 11(a)からも明らかのように、その磁束線軌跡の乱れは少なく、外部から加えた H_y 磁界値と同じ値がそのまま、センサー位置でも観察される。図(b)の超伝導試料に外部磁界が垂直な場合はこの値が 2000A/m 以下であるなら、薄膜試料の完全反磁性(マイスナー)効果は磁束線を排除し、その結果、センサー位置での磁界の値は、外部から加えた H_z 磁界値の半分くらいの値が、センサー位置 (図中の点 P_1 で示す位置) で観察される。その結果、磁界特性上では、 H_z 磁界方向に特性は伸びた形状として観察されることになる。超伝導試料薄膜がある場合の図 9 の $I_c\text{-}H(H_y, H_z)$ 特性を、超伝導試料薄膜がない場合の図 8 の $I_c\text{-}H(H_y, H_z)$ 特性と比較することにより、特性は約 2 倍に H_z 磁界方向に伸びた形をしているので、センサー位置 (図中の点 P_1 で示す位置) で、 H_z 磁界は約半分に減少していると考えられる。 H_z 磁界値の最大値が 2000A/m を大きく超えるようになると、その形状効果から、磁束線が超伝導試料薄膜に侵入し、 H_z 磁界を取り除いても、図(c)に示すように、一部の磁束線は超伝導試料薄膜に捕獲されたままになると考えられる。一度、ニオブウム超伝導薄膜試料に磁束が捕獲されると、一般に、ニオブウム超伝導薄膜試料の近傍のセンサー位置での磁界は、超伝導薄膜試料に磁束が捕獲された磁界と、ヘルムホルツコイルにより外部から加えた磁界の和になる。図(d)に示すように、センサー位置で、超伝導薄膜試料に捕獲された磁束による磁界と、外部から加えた磁

界のセンサー位置での和が相殺した場合、接合センサー自体に加わる実質磁界が零となる。このように考えることにより、センサー位置で H_z 上向き磁界となるような磁束が超伝導薄膜試料に捕獲された場合、特性は H_z 下向きにその分シフトしたものとなることが解る。

5. 結言

本報告は工学研究所の共同研究の平成21年度の研究成果報告である。本共同研究の1年目の成果としては、超伝導電流の磁界特性の接合形状依存性を調べた。また、磁界のセンサーとして超伝導デバイス素子を使用して、超伝導薄膜試料近傍の磁界を測定した。その結果、超伝導薄膜試料の完全反磁性効果[マイスナー効果]を確認できた。また、超伝導薄膜試料に垂直に3000A/m以上の磁界を加えた場合の薄膜試料への磁束の捕獲と、それともなう磁界特性のシフトを観察した。これらの結果をもとにさらに、超伝導量子干渉計を使い、より感度の高い磁界測定に挑戦していきたい。

本共同研究は1年目が過ぎたところではありますが、このような共同研究の機会を与えてくださった工学研究所所長および工学研究所に感謝する。

参考文献

- [1] A. Barone and G. Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect," Wiley-Interscience, New York, (1982)
- [2] R.L. Peterson, *Cryogenics*, Vol. 31, Pages 132- (1991)
- [3] J. G. Gijssbertsen, E.P. Houwman, B.B.G. Klopman, J. Flokstra, H. Rogalla, D. Quenter, S. Lemke, *Physica* Vol. C249, Pages 12- (1995)
- [4] K. Kikuchi, H. Myoren, T. Iizuka, S. Takada, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.77, Pages.3660- (2000)
- [5] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tatsuyuki Morita, Makoto Iwata, and Yusuke Yamamoto, *IEEE Trans.Mag.*, Vol.36, Pages 3511-(2000)
- [6] A.Nakayama, S.Abe, T.Shoji, R.Aoki, and N.Watanabe, *Physica* Vol. B329-333, Pages 1493- (2003)
- [7] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Kunimori Aizawa, *J. Appl. Phys.*, Vol.97, Pages 10B116 1- May (2005)
- [8] N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, K.Aizawa, *J. Appl. Phys.*, Vol. 97, Pages 10B116- (2005)
- [9] Akiyoshi NAKAYAMA, Susumu ABE, Tetsuya SHIMOYAMA, Norimichi WATANABE, Hsu Jui-Pang and Yoichi OKABE, *J.Phys.Conf.Ser.* Vol. 43 Pages 1092- (2006)
- [10] N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, *J. Appl. Phys.*, Vol. 101, Pages 09G105- (2007)
- [11] N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, et.al, *J. Appl. Phys.*, Vol. 103, Pages 07C707- (2008)
- [12] N.Watanabe, A.Nakayama, S.Abe, et.al., *J. Appl. Phys.*, Vol. 105, Pages 07E312- (2009)